第 40 卷 第 2 期
2023 年 4 月

应 用 力 学 学 报
Chinese Journal of Applied Mechanics

Vol. 40 No. 2
Apr. 2023

文章编号:1000-4939(2023)02-0302-08

高超声速风洞马赫数 4.5 喷管气动设计和数值验证

黄飓,杨永能,胥继斌,杨海滨,张伟

(中国空气动力研究与发展中心,621000 绵阳)

摘 要:常规跨超声速风洞进行马赫数 4.5 试验时,常常伴有空气液化现象,造成试验数据可信度低,在高超声速风洞研制马赫数 4.5 喷管,具有对气流加热的能力,可以提供更加准确的试验数据。目前国内 0.5 m 量级高超声速风洞还不具备马赫数 4.5 的试验能力。通过无黏流计算方法计算轴对称喷管型面,并采用 Sivells-Payne 方法进行附面层修正,然后进行数值验证,证明了计算出的型面满足国军标对马赫数的设计要求,可以投入加工生产。

关键词:高超声速;速度场;马赫数;飞行器;导弹

中图分类号:V211.3 **文献标志码**:A **DOI**:10.11776/j.issn.1000-4939.2023.02.008

Aerodynamic design and numerical validation of Mach 4.5 nozzle in hypersonic wind tunnel

HUANG Ju, YANG Yongneng, XU Jibin, YANG Haibin, ZHANG Wei

(China Aerodynamics Research and Development Center, 621000 Mianyang, China)

Abstract: The Mach 4.5 test in a conventional tran-supersonic wind tunnel is often accompanied by the phenomenon of air liquefaction, resulting in low reliability of the test data. The Mach 4.5 nozzle developed in a hypersonic wind tunnel has the ability to heat the airflow, which can provide more accurate test data. At present, the test capability of Mach 4.5 is not available in China for the 0.5-meter hypersonic wind tunnel. The axisymmetric nozzle profile was calculated by the inviscid flow calculation method, and the boundary layer was modified by the Sivells-Payne method. Then, numerical simulation was carried out. It was proved that the calculated profile met the GJB design requirements of Mach number and can be put into production.

Key Words: hypersonic speed; velocity field; Mach number; aircraft; guided missile

超声速飞行器是我国正在研制的重要武器装备,由冲压发动机驱动、高超声速巡航,具有飞行速度快、机动飞行、难以拦截等优势。马赫数 4.5 是高超声速飞行器、战略战术导弹等飞行器在上升段和再入段的关键马赫数,也是亚燃冲压向超燃冲压过渡马赫数,马赫数 4.5 的试验数据对飞行器研制至关重要。

常规风洞一般把马赫数 4.5 喷管设计在超声速

收稿日期:2022-12-08 **修回日期**:2022-12-23
通信作者:黄飓,高级工程师。E-mail:624357079@qq.com
引用格式:黄飓,杨永能,胥继斌,等. 高超声速风洞马赫数 4.5 喷管气动设计和数值验证[J]. 应用力学学报,2023,40(2):302-309.
HUANG Ju, YANG Yongneng, XU Jibin, et al. Aerodynamic design and numerical validation of Mach 4.5 nozzle in hypersonic wind tunnel [J]. Chinese journal of applied mechanics, 2023, 40(2):302-309.

风洞，由于超声速风洞不具备气流加热条件，而马赫数 4.5 试验时空气液化，造成试验数据可信度低。目前国内工业性质的 0.5 m 量级高超声速风洞均无马赫数 4.5 的风洞试验能力。在高超声速风洞增加马赫数 4.5 喷管，建成后可以形成马赫数 4.5 风洞试验能力，既能满足当前武器装备型号研制对马赫数 4.5 的风洞试验能力需求，也可解决亚跨超声速风洞与高超声速风洞之间试验数据衔接问题，为其提供试验设备和试验手段，满足型号研制部门从跨超到高超风洞试验数据的需求。

本研究通过对马赫数 4.5 喷管的气动设计，并对计算的内型面进行了数值验证，得出了满足国军标要求的马赫数喷管内型面数据，可以用于加工生产喷管实物。

1　内型面设计

1.1　轴对称喷管气动设计计算方法

轴对称喷管气动设计主要包括 2 部分：位流型面（亚音速段和超音速段）和超音速位流型面边界层修正。位流又分为 3 个区域：第一区域是亚音速区；第二个区域是由喉道到拐点的喉道区；第三个区域是由拐点到喷管出口的转换区（消波区）。

在喉道，外形由单调递增的三次曲线给出。在转换区，外形主要由 Cresci 方法计算，如图 1 所示，假定流动从 O'源点出发，沿径向流一直膨胀到波前 AB，在拐点 A 处具有最大膨胀角—半锥角 θ_A 的锥形流。CE 下游是均匀平行流区，在 $ABCE$ 区域中流动由径向流过渡到平行流，利用波前 AB 和 BC 上的已知条件，用轴对称特征线网格计算。最后得到 TE 位流型面。

在给定 θ_A 的值，如果 B、C 重合，这样得到最短喷管。不过在这样的喷管中，沿轴向马赫数梯度在 B 点不连续，其曲率半径在拐点处不连续，理论上，曲率不连续会导致在做边界层修正时喷管的边界层为负；如曲率是连续的，边界层的增长也就是光滑的。

况且，即使边界层增长被准确计算出来，其喷管型面的黏性修正也只是针对设计运转条件的，那么修正量也只有在计运转条件下才能够应用到非黏性外形上去，所以离开设计运转条件，边界层增长的偏差将产生不连续，这些不连续将顺着喷管因机械加工不光滑的地方向下移动，从而导致试验段的流动中存在扰动。若外形有连续的曲率，这些设计运转条件就可以减弱一些。

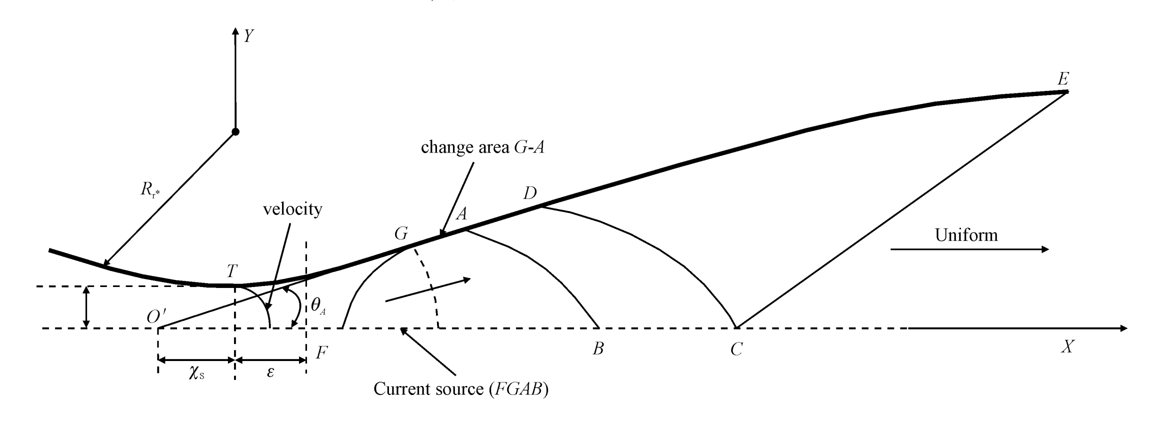


图 1　轴对称喷管气动设计计算图

Fig. 1　Calculation diagram of axisymmetric nozzle aerodynamic design

为了克服以上缺点，引入部分消波区 $ABCD$，喷管增长了，曲率连续可以满足，流场性能可以改善。在 B 点马赫数 M_B 是可以任意给定的（但要比 C 点低），BC 之间的 M 数分布由三次方程给出，方程中系数由连续条件确定。

喉道区外形用三次曲线计算，它是单调递增到具有 θ_A 的切点上，在 A 点上二阶导数为零，在喉道处满足连续条件。

亚音速收缩段是将稳定段来的气流均匀加速至声速。根据高超声速喷管的设计要求，到达喉部的声速流必须是均匀的。经验证明，如果稳定段来流是均匀的，只要有一条光滑连续而又渐变的收缩曲线就能基本满足要求。风洞试验段 M 数不同，喉部面积也不同，因而收缩比是随 M 数而变化的，M 数越高，收缩比越大。亚音速段外形采用移轴的维托辛斯基公式，并由喉道处的连续性条件来确定移

轴量。

边界层修正通常采用 Sivells-Payne 方法。

1.2 超声速段无黏位流型面计算

1.2.1 喉道区型面 *TA* 参数计算

假设喉道区为一元等熵流，经验证明喉道区型面用一元三次方程能满意的获得要求的气流流动状态。为此，三次方程如下。

$$y = a_0 + a_1 x + a_2 x^2 + a_3 x^3 \tag{1}$$

系数 a_0、a_1、a_2、a_3 由边界条件确定，边界条件，为

$$\begin{cases} x = 0 \quad y = y_*, \quad \dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = 0 \\ x = x_A \quad y = y_A, \quad \dfrac{\mathrm{d}y}{\mathrm{d}x} = \tan q_A, \quad \dfrac{\mathrm{d}^2 y}{\mathrm{d}x^2} = 0 \end{cases} \tag{2}$$

由式(2)代入式(1)经整理得

$$\begin{aligned} a_0 &= y_*, \\ a_1 &= 0, \\ a_2 &= \frac{\tan\theta_A}{x_A}, \\ a_3 &= -\frac{\tan\theta_A}{3x_A^2} \end{aligned} \tag{3}$$

以式(3)代入式(1)，整理后得

$$y = y_* + x_A \tan\theta_A \left(\frac{x}{x_A}\right)^2 - \frac{x_A \tan\theta_A}{3}\left(\frac{x}{x_A}\right)^3 \tag{4}$$

式(4)为所求的喉道区型面曲线，其中 θ_A 为给定的经验值。x_A 由下述关系式确定，为

$$x_A = \frac{3}{2} \cdot \frac{y_A - y_*}{\tan\theta_A} \tag{5}$$

常规高超声速风洞，气体温度在 1 000 K 左右，气体仍然可以作为量热完全气体处理，1 000 K 以上，则要考虑真实气体效应。

量热不完全的真实气体喷管设计方法和理想气体设计方法的步骤相同，但原先量热完全的气体的速度比、密度和马赫数的关系不再能适用。对常规高超声速风洞高马赫数要利用 NACA TR1135 的修正量[5]（同样马赫数下不同总温下真实气体物理量和理想气体物理量的比值）进行修正。

1.2.2 沿径向流波前 *AB* 气流参数计算

在波前 *AB* 上有几何分割关系，为

$$M_P = M_B - \frac{P}{N}(M_B - M_A) \tag{6}$$

式中：$M_A \leqslant M_P \leqslant M_B$；$N$ 为做特征线网格时沿径向流波前 *AB* 的分割总数，从 *B* 到 *A*，$P = 0, 1, 2, \cdots, N$。

1.2.3 *ABCD* 转换区中心线 *BC* 上的 *M* 数分布计算

BC 上的 *M* 数分布是连续变化的，假定速度系数成三次方分布

$$W = a_0 + a_1 \bar{x} + a_2 \bar{x}^2 + a_3 \bar{x}^3 \tag{7}$$

式中：$\bar{x} = \dfrac{x - x_B}{x_C - x_B}$；系数 a_0、a_1、a_2、a_3 由边界条件决定。

在 *B* 点

$$\bar{x} = 0, W = W_B;$$

$$\left.\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\bar{x}}\right|_{\bar{x}=0} = \frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}x} \cdot \left.\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\bar{x}}\right|_{\bar{x}=0} = (x_C - x_B)\left(\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}x}\right)_{x=x_B} \tag{8}$$

在 *C* 点

$$\bar{x} = 1 \quad W = W_C; \quad \left.\frac{\mathrm{d}W}{\mathrm{d}\bar{x}}\right|_{\bar{x}=1} = 0; \quad \left.\frac{\mathrm{d}^2 W}{\mathrm{d}\bar{x}^2}\right|_{\bar{x}=1} = 0 \tag{9}$$

1.2.4 *DCE* 消波区参数计算

利用上节的初始条件，做特征线网格求解型面 *AD*，当特征线网格做到 *DC*，则以 *DC* 上的参数作初始条件，只要求得 *CE* 上的初始条件，用同样的方法作特征线网格，就可以解出型面 *DE*，于是整个型面 *AE* 就确定了。

要使试验段获得均匀的平行气流，*DCE* 为简单波区，*CE* 必须为一条直线。在 *CE* 上的 *M* 数均为 M_E 且 *CE* 上的参数为

$$\begin{cases} x_P = x_C + \dfrac{P}{N} y_E \sqrt{M_E^2 - 1} \\ y_P = \dfrac{P}{N} y_E \\ \alpha_P = \sin^{-1}\left(\dfrac{1}{M_E}\right) \\ \theta_P = 0 \end{cases} \tag{10}$$

1.3 轴对称特征线网格计算法

轴对称喷管中，气流特性是对称于中心线的，可以只研究通过中心轴的 *xy* 平面的流态就能决定整个喷管的流态。

本节叙述用轴对称特征线网格计算型面 *AD* 和 *DE* 的方法。喷管的对称轴为 *x* 轴，气流沿 *x* 轴是对

称的，在物理平面 xy 上设已知点 $P_1(x_1, y_1)$ 和 $P_2(x_2, y_2)$，$P_1(x_1, y_1)$ 的左特征线和 $P_2(x_2, y_2)$ 的右特征线交于 $P_3(x_3, y_3)$，如图 2 所示。

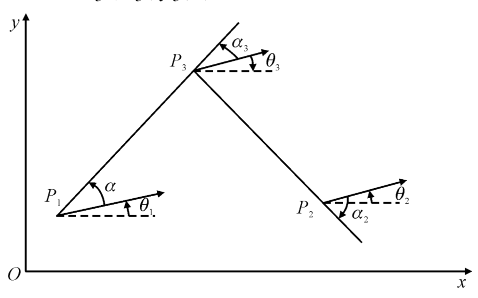


图 2　物理平面上特征线与参数的关系

Fig. 2　Relationship between feature lines and parameters on a physical plane

1.4　壁面坐标计算

当特征线做到边界上的点 A 后，为了要确定流线上的点 R，必须对边界条件作一些处理，求出壁面上的坐标。利用边界上流线和特征线的关系，如图 3 所示。图中 AR 为流线。线段 13 和线段 23 为 1、2 点发出的左右特征线。

线性插值

$$\frac{y_2 - y_3}{x_2 - x_3} = \frac{\bar{y} - y_3}{x_R - x_3} \tag{11}$$

得

$$x_R = x_3 + \frac{\bar{y} - y_3}{y_2 - y_3}(x_2 - x_3) \tag{12}$$

由流线和特征线的关系

$$\begin{cases} \dfrac{\bar{y} - y_1}{x_R - x_1} = \tan\theta_1 \\ \dfrac{\bar{y} - y_2}{x_R - x_2} = \tan(\theta_2 - \alpha_2) \end{cases} \tag{13}$$

由上式解出

$$\begin{cases} x_R = \dfrac{\bar{y} - y_1}{\tan\theta_1} + x_1 \\ \bar{y} = (x_R - x_2)\tan(\theta_2 - \alpha_2) + y_2 \end{cases} \tag{14}$$

x_R 代入 $\bar{y}$ 得

$$\bar{y} = \frac{1}{\tan\theta_1 - \tan(\theta_2 - \alpha_2)} \times \{(x_1\tan\theta_1 - y_1) - \tan\theta_1[x_2\tan(\theta_2 - \alpha_2) - y_2]\} \tag{15}$$

线性关系

$$y_R = y_2 + \frac{x_R - x_2}{x_3 - x_2}(y_3 - y_2) \tag{16}$$

$$M_R = M_2 + \frac{x_R - x_2}{x_3 - x_2}(M_3 - M_2) \tag{17}$$

$$\theta_R = \theta_2 + \frac{x_R - x_2}{x_3 - x_2}(\theta_3 - \theta_2) \tag{18}$$

x_R 由式(18)给出。式中：下标 1 为前一个壁面点，初始壁面点为 A 点；下一个壁面点是以 R 为初始条件进行的，如此类推，最后完成 AE 型面的计算。

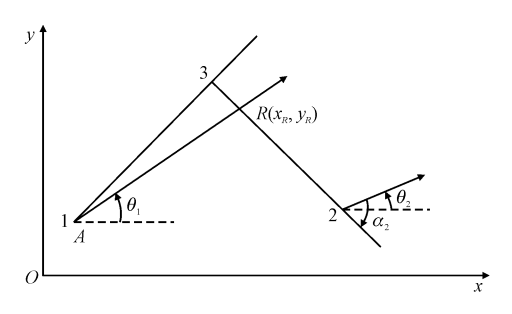


图 3　边界上流线与特征线的关系

Fig. 3　Relationship between streamlines and characteristic lines on the boundary

2　超音速段位流型面边界层修正计算

用无黏流特征线法计算得到的喷管壁面坐标，理论上应该就是喷管的型面坐标，但实际上沿喷管壁面有边界层增长，愈到下游边界层愈厚。边界层的增长，使得喷管气流有效通道截面积减少，因而喷管出口不能得到设计的马赫数，并且也不能得到满意的均匀流场。为防止这一现象，首先用无黏特征线法求出喷管无黏型面及沿壁面马赫数分布，然后把它作为求边界层位移厚度方程的初始值，在无黏流型面的坐标上，加上边界层位移厚度，最终得到喷管实际型面坐标。采用这种方法是为了防止因边界层的存在而影响试验段马赫数的分布的均匀性和准确性。高超声速风洞喷管壁面边界层一般（低密度风洞除外）为湍流边界层。而且，在风洞中为了防止空气组分液化，需要把空气加热到数百度至数千度，因此，有的风洞喷管壁面还需要冷却（常规高超声速风洞的高马赫数喷管）。由于壁面冷却，在壁面上存在热交换，这样，喷管边界层计算就变得复杂。

对于湍流边界层的近似计算方法，在低速时，有多种方法，而用于总温很高的高超音速的近似计算方法一般有 4 种，即 Sivells-Payne 方法，Reshtko-Tucker 方法，Persh-Lee 方法和 Bartz 方法。边界层修正计算，即在喷管的每一个横截面上给以一个质

量补偿量,它对超音速喷管也同样适用,不同之处在于高超音流动需要考虑温度效应。

对有热交换和压力梯度的高超声速边界层,特别是高焓气体边界层计算方法现在还不太成熟,大多数是把低速湍流边界层计算方法移植到高超声速边界层,用得比较多的是 Sivells-Payne 方法。本研究采用 Sivells-Payne 方法进行边界层修正。

2.1 动量方程的建立

Sivells-Payne 方法先用修正的 Stewartson 转换,简化冯·卡门轴对称动量积分方程,在解方程时,用 Eckert 参考温度法及气体的特性,用修正的 Crocco 二次分布定律给出边界层的温度分布,这样即把方程中的可压缩边界层形状系数和摩阻系数变为不可压缩形式,又考虑了非绝热壁温和 Pr 数不等于 1 的影响。

在高超音速喷管中,边界层属于湍流边界层,湍流边界层增长用冯·卡门轴对称动量积分方程来描述。

2.2 求边界层形状因子系数 H_{tr}

采用修正的 Crocco 二次定律,可给出考虑了绝热壁温和 $Pr \neq 1$ 影响的可压缩流边界层形状因子系数 H_{tr},边界层内的温度分布为

$$\frac{T}{T_e} = \frac{T_w}{T_e} - \left(\frac{T_w - T_{aw}}{T_e}\right)\left(\frac{u}{u_e}\right) - \left(\frac{T_{aw} - T_e}{T_e}\right)\left(\frac{u}{u_e}\right)^2 \tag{19}$$

式中:T_w 为壁温;T_{aw} 为绝热壁温。

2.3 求摩擦系数 C_f

压缩流比不可压缩流的知识不够完善,因此,使用所谓参考温度的概念,从而可以利用不可压流的 C_{fi} 求出可压流的 C_f,所谓参考温度法,就是即使有压缩性存在的场合,在壁面附近也形成不可压缩流,所以把适当的温度作为基准来评价 ρ、μ。那么,不可压缩流情况下的关系就可以用于可压缩流,取壁温作为参考温度时,可以知道评价压缩性大小程度。利用 Eckert 给出的参考温度法,即参考温度 T' 为

$$T' = \frac{1}{2}(T_w + T_e) + 0.22(T_{aw} - T_e) \tag{20}$$

$$C_f = \frac{2\tau_w}{\rho_e u_e^2} = \frac{2\tau_w}{\rho' u_e^2} \cdot \frac{\rho'}{\rho_e} = C_f' \frac{T_e}{T'} \tag{21}$$

式中,$C_f' = F(Re_x')$ 使用的是不可压情况下的 $C_{fi} = F(Re_x)$ 关系式。

2.4 实际计算要考虑的因素

2.4.1 *Re* 数的范围

Kárḿán—Schooner 的公式,只适合没有压力梯度的情形,因此应注意到式(20)的结果也是针对没有压力梯度的。当 $\log Re_{xi} = 1.5$ 或 $\log Re_{xi} = 2.3686$ 时,C_{fi} 会出现奇异点,以上公式适用在 $Re = 10^5 \sim 10^9$ 范围,本研究的计算是满足要求的。

2.4.2 假想原点

边界层的计算通常是以喉道为初始条件的,当 $x = 0$ 时,求得 C_f 是发散的,为了消除奇异点,以喉部上游为假想原点,则喉部处 $x \neq 0$,假想原点的 x_* 由下式求得。

$$x_* = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} y_* R_*} \tag{22}$$

这样原来的 x 坐标从喉道往上游移动 x_* 的距离,移轴后的坐标应为 $x_s = x_* + x$。

2.4.3 边界层修正因子

为了得到预先给定的出口直径,在进行边界层修正时,要引入边界层修正因子 f,修正后喷管型面坐标为

$$\begin{cases} Y_n = f_n y_n + \delta_n^*(x_n) \\ X_n = f_n x_n \end{cases} \tag{23}$$

计算时,第一步利用无黏位流型面参数,计算出喷管出口的 $\delta_1^*(x)$,然后通过式(23)计算出 f_1,利用 f_1 进行计算,得到修正后的喷管型面参数 Y_1、X_1,再利用 Y_1、X_1 求出 $\delta_2^*(x)$、f_2 直到满足 $|y_E - Y_n| \leqslant 10^{-6}$mm 为止。

3 亚音速段型面计算

亚音速段型面计算采用维托辛斯基公式,高 M 数时,曲线很陡,必须进行适当的移轴,才能较好满足要求,如图 4 所示。

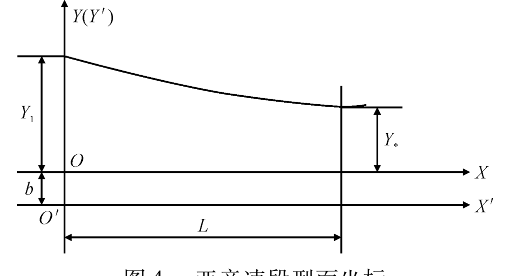


图 4 亚音速段型面坐标

Fig. 4 Subsonic section profile coordinates

为了保证喉道处气流均匀和连续，在该处应满足连续条件，即收缩段喉道处的曲率半径应等于边界层修正后的超音速段喉道处的曲率半径，由此确定移轴量，计算按以下公式进行。

$$Y' = \frac{Y'_*}{\sqrt{1-\left[1-\left(\frac{Y_*}{Y'_1}\right)^2\right]\left[\frac{\left(1-\frac{3X^2}{a^2}\right)^2}{\left(1+\frac{X^2}{a^2}\right)^3}\right]}} \qquad (24)$$

式中：$a=\sqrt{3}L$；$Y'_1=Y_1+b$；

$Y'_*=Y_*+b$；$Y=Y'-b$；

$$L=\sqrt{\frac{1.6875R_*\left[1-\left(\frac{1}{n}\right)^2\right](Y_1-Y_*)}{n-1}}\;;$$

$$b=\frac{L^2}{1.6875R_*\left[1-\left(\frac{1}{n}\right)^2\right]}-Y_* \qquad (25)$$

其中：Y_1、Y_* 和 Y 分别为收缩段的入口，喉道的半高度和 X 轴上的截面半径；Y'_1、Y'_* 和 Y' 分别为移轴后收缩段的入口，喉道的半高度和 X' 轴上的截面半径；a 为特征长度；b 为对 X 的移轴量；n 表示亚音速段移轴后的进出口半径高度比，即 $n=Y'_1/Y'_*$。

4　轴对称喷管设计计算程序

高超声速风洞轴对称喷管的气动设计计算程序使用 MATLAB 软件编制，利用 MATLAB 提供的丰富的数学处理工具函数使编程相对简单。程序主要由 5 部分组成：①轴对称喷管无粘流型面计算；②边界层修正计算；③收缩段计算；④结果输出整理；⑤相关子函数。

依照以上方法，表 1 给出了 *M*4.5 喷管型面设计计算的主要结果，图 5 给出了 *M*4.5 的型面曲线。从结果可以看出，当过了 *C* 点后，马赫数就达到了 4.5，表明马赫数均匀区较长，可以满足试验要求。

表 1　*M*4.5 无黏流型面参数主要计算结果

Tab. 1　The main calculation results of *M*4.5 non-viscous flow surface parameters

Dot	X/mm	Y/mm	M	W	T_0/(°)
T	0.000	61.430	1.000	1.000	0.000
A	926.562	142.753	3.261	2.020	7.500
B	1 596.595	0.000	4.300	2.173	0.000
C	1 989.510	0.000	4.500	2.194	0.000
E	3 086.380	250.000	4.500	2.194	0.000
D	1 142.556	170.336	3.604	2.081	6.823

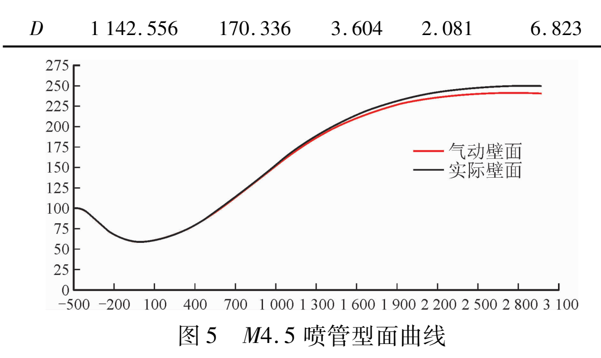


图 5　*M*4.5 喷管型面曲线

Fig. 5　*M*4.5 nozzle profile curve

5　*M*4.5 喷管流场分布特性计算分析

5.1　计算方法概述

基于我们目前所需要的结果，作为验证设计程序的可靠性来讲，如果从 N-S 方程出发，通过坐标转换、方程离散、边界条件处理等一系列复杂数学过程到最后编程是没有必要的，结合实际情况，利用现有的 CFD 软件可起到事半功倍的作用。

本研究对 *M*4.5 喷管流场分布特性计算采用商用 Gambit 软件来生成网格。GAMBIT 的主要优点体现在其突出的非结构化的网格生成能力和生成过程较强的自动化能力，包含了数十种网格生成方法，能够针对复杂的几何外形生成三维四面体、六面体的非结构化网格及混合网格，同时 Gambit 比较注重软件的图形用户界面(GUI)，交互式特点直观易学。*M*4.5 喷管的计算网格如图 6 所示，网格内部间距 10 mm。当网格生成完毕，要定义网格使用范围，并定义好边界条件，以备 FLUNET 软件计算使用。

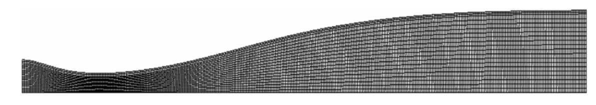


图 6　*M*4.5 喷管流场计算网格

Fig. 6　*M*4.5 nozzle flow field calculation grid

FLUENT 软件提供了从不可压到可压、层流、湍流等范围很广的模拟计算能力。软件中输运现象的数学模型与所模拟的几何图形是结合在一起的。湍流模型是 FLUENT 中很重要的一部分，湍流会影响到其它的物理现象如浮力和可压缩性。湍流模型具有很大的适用范围，而不需要对特定的应用做特殊调节，而且它涵括了其它物理现象的影响，如浮力和可压缩性。通过使用扩展壁面函数和区域模型，对近壁面精度问题有很好的处理能力。

本研究利用 FLUNET 软件来模拟计算前面设计

的 $M4.5$ 喷管的流场分布。所计算喷管流场的计算区域由壁面、压力入口条件、压力出口条件和对称轴所包围的区域组成。因本研究计算喷管流场时从亚声速到超声速为一体计算的,中间的流速状态转换由 FLUNET 自动模拟,故计算初值需要多次设置,再加上喷管内部真实的边界条件使用单个的计算模型都不能完全真实模拟喷管内部的流动状态,故计算过程中,采用不可压,C_p 定值,C_p 变值,理想气体逐步计算出的。下面给出了采用层流模型计算出的结果。

图7为层流模型计算残差收敛过程图,图中开始收敛平稳,而在喷管内部流动由湍流向层流转换过程中,中间有个较大波动,但很快又平稳收敛。从图7中可以看出,计算收敛过程较快,说明网格质量和计算所选用模型较好。

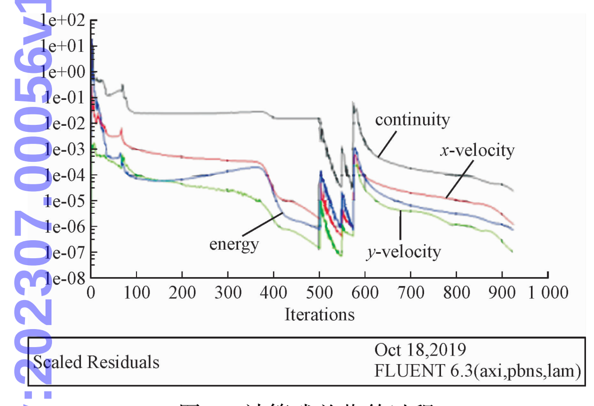


图7 计算残差收敛过程

Fig. 7 The residual convergence process was calculated

5.2 流场特性分析

对于高超声速风洞来说速度场一般指喷管内和试验段的马赫数分布规律,本文主要针对速度场,温度场,方向场进行简要分析,目的在于检验本文计算的喷管型面坐标是否符合设计要求。

$M4.5$ 喷管的马赫数分布如图8所示,从图中可以看出,在喷管内和喷管出口处的马赫数分布趋势同设计分布趋势一致,能得到试验所需的流场参数。

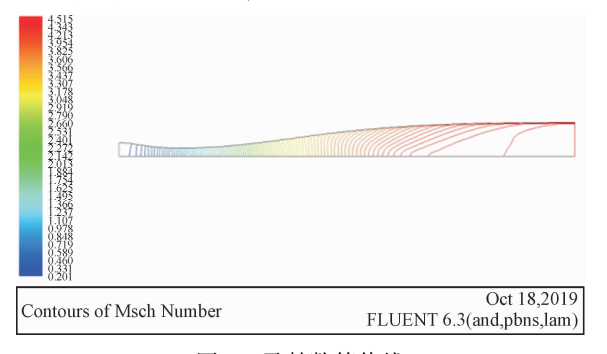


图8 马赫数等值线

Fig. 8 Mach number contour

在喷管设计方面,一般最关心的是喷管内部和出口处的流场特性情况,为了更容易比较,表2利用 FLUENT 计算结果给出了 $M4.5$ 喷管出口速度场指标分析结果。从表2可以看出:在最大马赫数偏差小于1.0%的情况下,k-ε 湍流模型计算出的均匀区直径为0.37 m,平均马赫数为4.479,均方差为0.005 3;而层流模型计算出的均匀区直径为0.48 m,平均马赫数为4.499,均方差为0.009 0;这满足参考文献[5]中规定的指标要求,同时也符合参考文献[6]中规定的指标要求。

表2 $M4.5$ 喷管出口速度场分析结果

Tab. 2 Analysis results of exit velocity field of $M4.5$ nozzle

计算模型	湍流 k-ε	层流1	层流2
D	0.37	0.48	0.42
$M_{j-\mathrm{AVE}}$	4.479 4	4.498 7	4.500 8
$M_{j-\mathrm{MAX}}$	4.485 3	4.509 2	4.509 2
$M_{j-\mathrm{MIN}}$	4.443 6	4.475 3	4.489 3
σ_{Mj}	0.005 3	0.009 0	0.006 5
$DM_{j-\mathrm{MAX}}$	0.035 7	0.023 4	0.011 5

而从高超声速风洞现有的喷管流场校测结果来推断,实际加工出的 $M4.5$ 喷管的流场均匀区直径应在两者之间,估计0.42 m是比较合理的,层流模型计算出的结果取均匀区直径为0.42 m时,平均马赫数为4.500,均方差为0.006 5;这满足参考文献[5]中规定的先进指标要求,同时也符合参考文献[6]中规定的指标要求。可见如果喷管加工按要求进行,本套 $M4.5$ 喷管型面数据是符合要求的。

6 结 论

通过对高超声速风洞马赫数4.5喷管的内型面计算,并对流场进行计算分析,可以得出以下结论。

1)本研究采用的轴对称喷管气动设计计算方法得出的喷管马赫数与所需马赫数误差在1.0%以内,满足国军标对喷管马赫数的设计要求。

2)本研究在数值验证计算中,采用层流模型计算残差,其中连续方程、x 和 y 方向速度,能量方程的残差都衰减到 $10^{-4}\sim10^{-6}$,收敛很好,说明采用的计算模型合理。

3)本研究通过马赫数4.5喷管的气动设计和数值验证,得出了满足国军标要求的喷管内型面数据,

可用于 $M4.5$ 喷管的设计加工。

参考文献：

[1] 黄飓,杨永能,刘奇,等.高超声速风洞马赫数 4.5 喷管研制与应用[J].西北工业大学学报,2021,39(5):1064-1069.
HUANG Ju,YANG Yongneng,LIU Qi,et al. Developing and applying Mach 4.5 nozzle in hypersonic wind tunnel[J]. Journal of Northwestern Polytechnical University,2021,39(5):1064-1069(in Chinese).

[2] 中国人民解放军总装备部.高超声速风洞气动力试验方法:GJB 4399—2002[S].北京:中国人民解放军总装备部,2002.

[3] 周晓刚,白本奇.FL-31 风洞岗位操作指南[Z].CARDC-2,2007.

[4] 杨永能,黄飓.FL-31 风洞 M4.5 喷管型面设计计算[R].中国空气动力研究与发展中心,2019.

[5] 张凯钊.FL-31 风洞喷管气动设计计算方法[R].中国空气动力研究与发展中心高速空气动力研究所,1976.

[6] HAGEMANN G,IMMICH H. Critical assessment of the linear plug nozzle concept[C]//37th Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston,VA,USA:AIAA,2001:AIAA 2001-3683.

[7] ROWBOTHAM M. XRS-2200 linear aerospike engine – use of Pro/ENGINEER for determining mass properties[C]//35th Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston,VA,USA:AIAA,1999:AIAA 1999-2334.

[8] BOOTH T E,VILJA J O,CAP D P,et al. The design of linear aerospike thrust cells[C]//29th Joint Propulsion Conference and Exhibit. Reston,VA,USA:AIAA,1993:AIAA 1993-2562.

[9] MEENAKSH R,HOFFMAN J D,MURTHY S N B. Design and performance computations in complex 3-D nozzles[C]//37th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reston,VA,USA:AIAA,1999:AIAA 1999-882.

[10] VAN LEER B. Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method[J]. Journal of computational physics,1979,32(1):101-136.

（编辑　史淑英）

